LEÇONS

SUR

L'ÉLECTRICITÉ

ET

LE MAGNÉTISME

DE

E. MASCART ET J. JOUBERT

DEUXIÈME ÉDITION ENTIÈREMENT REFONDUE

PAR

E. MASCART

MEMBRE DE L'INSTITUT
PROFESSEUR AU COLLÈGE DE FRANCE
DIRECTEUR DU BUREAU CENTRAL MÉTÉOROLOGIQUE

TOME PREMIER

PHÉNOMÈNES GÉNÉRAUX ET THÉORIE

Avec 126 Figures dans le texte.

PARIS

MASSON ET Cie, ÉDITEURS
LIBRAIRES DE L'ACADÉMIE DE MÉDECINE
120, Boulevard Saint-Germain

GAUTHIER-VILLARS ET FILS
IMPRIMEURS-ÉDITEURS
Quai des Grands-Augustins, 55

PRÉFACE

L'accueil fait par le public à cet ouvrage, épuisé depuis plusieurs années, nous engageait à en donner une seconde édition, mais il a paru nécessaire d'en remanier presque entièrement la rédaction pour tenir compte des progrès accomplis dans le domaine de l'électricité. J'ai le plus vif regret que les occupations de mon ami M. Joubert ne lui aient pas permis de me continuer encore son précieux concours.

Le fait le plus marquant dans les découvertes récentes est l'importance exceptionnelle acquise par les courants alternatifs, aussi bien dans les travaux purement scientifiques que dans les applications industrielles.

Les belles expériences de Hertz ont apporté une confirmation éclatante à la théorie de Maxwell sur les relations qui existent entre l'électricité et la lumière. Les deux ordres de phénomènes sont régis par les mêmes lois fondamentales; leur propagation se fait avec la même vitesse et les propriétés des oscillations électriques présentent l'analogie la plus étroite avec celles des rayons lumineux. L'ensemble de ces expériences et des considérations théoriques qui les ont presque toujours suscitées marque une date qui restera longtemps célèbre dans l'histoire de la philosophie naturelle.

D'autre part, les courants alternatifs, qui se produisent naturellement dans le jeu des machines, n'eurent d'abord qu'un emploi très restreint, à peu près limité à l'entretien des puissants foyers de lumière. Pour les autres applications, on pouvait bien redresser ces courants à l'aide de commutateurs plus ou moins imparfaits, mais aucune des dispositions adoptées ne présentait les qualités de bon fonctionnement et de durée qu'exige la pratique.

L'anneau Gramme et son collecteur ont transformé les effets d'induction en courants quasi-continus, n'ayant plus que de faibles ondulations, sans étincelles destructives des organes de redressement, et c'est seulement à partir de cette découverte que l'électricité est devenue véritablement un agent industriel.

Enfin, une étude plus approfondie des courants alternatifs, soit simples, soit combinés entre eux de manière à obtenir ce qu'on appelle des champs tournants, a permis de les introduire directement dans la pratique et de faire entrer dans une phase nouvelle la question du transport de l'énergie à grande distance.

. . . .

Les modifications apportées au texte primitif et les développements nouveaux qu'exige l'état actuel de la science n'ont pas modifié le plan général de cet ouvrage.

L'éducation électrique des lecteurs s'est d'ailleurs singulièrement perfectionnée; il a été possible d'abréger l'exposition des idées générales, de réduire et de simplifier plusieurs démonstrations, afin de ne pas trop augmenter l'étendue des matières.

Le premier volume continuera à constituer une sorte de corps de doctrine, renfermant l'ensemble des faits et des conceptions qui ont servi à les coordonner.

Le second volume sera plus spécialement consacré à la discussion des méthodes d'observation et de mesure,

au détail des expériences et à l'examen des principaux caractères que présentent les applications si importantes de l'électricité dans l'industrie.

Au siècle dernier, les phénomènes électriques formaient un chapitre annexe de la Physique, sans liaison apparente avec les autres parties. Après les découvertes de Coulomb, de Volta, d'Ampère et de Faraday, l'électricité est devenue une des branches principales de cette science, au même titre que la chaleur et l'optique ; elle tend à prendre aujourd'hui le premier rang. Son rôle industriel, la variété des phénomènes qu'elle embrasse, son intervention si générale dans un grand nombre de recherches expérimentales, les horizons qu'elle ouvre aux spéculations métaphysiques en font une science maîtresse qui captive tous les esprits et provoque les découvertes.

Je m'estimerais heureux d'avoir pu contribuer, pour une faible part, à répandre la connaissance de ce grand mouvement scientifique.

E. MASCART.

LEÇONS

SUR

L'ÉLECTRICITÉ

ET LE MAGNÉTISME

PREMIÈRE PARTIE. — ÉLECTRICITÉ

CHAPITRE PREMIER

PRÉLIMINAIRES

1. **Électrisation.** — La plupart des corps acquièrent par le frottement, au moins d'une manière temporaire, la propriété d'attirer les corps légers, tels que des fragments de papier, des barbes de plume, etc. On dit alors qu'ils sont *électrisés* ou *chargés d'électricité*. Si le corps attiré vient en contact avec le corps électrisé, il ne tarde pas à s'en détacher et être ensuite repoussé : il est alors lui-même électrisé. Les propriétés électriques peuvent ainsi se transmettre d'un corps à un autre par contact ou communication directe.

Par opposition, on appelle corps à l'état naturel, ou à l'état *neutre*, ceux qui ne présentent pas de propriétés électriques.

2. **Conducteurs, Isolants.** — Sur certains corps, comme le verre, la résine, la soie, le caoutchouc, etc,, l'électricité reste localisée pendant un temps plus ou moins long aux points où

on l'a produite par frottement ou par communication. Ce sont les corps *mauvais conducteurs* de l'électricité.

Pour d'autres corps, au contraire, tels que les métaux, le bois et la plupart des matériaux qui composent le sol, l'électricité produite en un point se transmet presque instantanément à toute leur étendue, au moins tant qu'ils sont soustraits à toute action extérieure; ce sont les corps *conducteurs* de l'électricité.

On ne pourra donc conserver l'électricité sur un conducteur qu'en le supportant, en l'*isolant* du sol, par un corps mauvais conducteur, tel qu'une tige de verre, de résine, de caoutchouc durci ou ébonite, des cordons de soie, etc. De là le nom d'*isolants* donné aux corps mauvais conducteurs.

En réalité, cette distinction des corps en conducteurs et isolants ne correspond pas à une différence essentielle, car il existe une sorte de gradation continue de leurs propriétés à ce point de vue. En dehors des gaz et des vapeurs qui sont des isolants presque parfaits, l'électricité se propage sur tous les corps plus ou moins rapidement.

De même, malgré la rapidité avec laquelle l'électricité se transmet sur les meilleurs conducteurs, il n'en existe pas sur lesquels la propagation soit absolument instantanée; chacun d'eux intervient par des qualités propres, une résistance particulière, et la transmission des propriétés électriques est un phénomène de nature complexe.

3. Électroscopes. — Pour reconnaître plus facilement les propriétés des corps électrisés on a recours à des instruments particuliers, dits *électroscopes*. L'un des plus simples est formé par une balle de moelle de sureau suspendue à un fil: c'est un *pendule électrique*. Le pendule est conducteur si le fil est en lin et suspendu à un support de métal relié au sol par des conducteurs; le pendule est isolé si le fil est en soie ou si le support est lui-même isolé du sol.

Il est préférable d'employer un *double pendule* formé par deux balles de sureau attachées au même point par des fils d'égale longueur.

Quand on approche d'un double pendule isolé un corps électrisé, un bâton de verre poli frotté avec de la flanelle, les balles sont attirées par le verre; si elles le touchent, elles

sont ensuite repoussées et, en outre, se maintiennent écartées l'une de l'autre. Elles ont été électrisées par le verre; des actions répulsives s'exercent soit entre les balles, soit entre chacune d'elles et le corps primitivement électrisé.

4. Deux électricités. — Dans le frottement réciproque de deux corps, tous deux s'électrisent, mais en présentant des caractères différents.

Disposons à quelque distance deux doubles pendules isolés, désignés par *a* et *b*. Frottons l'un contre l'autre deux disques de mêmes dimensions A et B, l'un en verre et l'autre en métal, tenus par des manches isolants. Séparant les disques, on approche le premier A du pendule *a*; les balles sont attirées; on laisse établir le contact, les balles sont alors repoussées par le disque et se maintiennent écartées; le disque A de verre est donc électrisé et il a servi à électriser par communication le double pendule *a* correspondant. Le disque B de métal approché du second pendule *b* donne les mêmes effets; il est aussi électrisé.

Les choses étant dans cet état, on croise l'expérience en approchant le disque A du pendule *b* et le disque B du pendule *a*; on constate une attraction de part et d'autre, mais on a soin de ne pas laisser les balles approcher jusqu'au contact des disques. Les corps en présence sont électrisés, car les balles de chaque pendule se repoussent et il suffit d'approcher de nouveau chacun des disques du pendule correspondant pour constater encore des répulsions, ce qui prouve que les disques restent électrisés.

Il existe donc au moins deux modes d'électrisation. Deux corps électrisés par communication directe sont dits chargés de la même espèce d'électricité, et l'on peut résumer ainsi cette expérience fondamentale : *deux corps chargés de même électricité se repoussent, deux corps chargés d'électricités différentes s'attirent.*

La même expérience permet de démontrer qu'il n'existe que deux espèces d'électricité. Les pendules *a* et *b* ayant été chargés respectivement par les deux disques, si on leur présente un corps électrisé d'une manière quelconque, on constate invariablement qu'il attire l'un des systèmes de balles et repousse l'autre; jamais il ne repousse les deux systèmes ou ne les

attire tous deux, en tant, du moins, qu'on l'approche assez lentement pour observer le premier effet ; il se comporte donc comme le disque de verre ou le disque de métal.

On appelle quelquefois électricité *vitrée* celle qui se produit sur le verre poli frotté avec du drap, électricité *résineuse* celle que prend la résine également frottée avec du drap.

Comme deux corps frottés se chargent toujours d'électricités différentes, on voit par là que la nature de l'électricité produite sur un corps par frottement dépend du corps frottant, puisque le drap prend avec le verre de l'électricité résineuse et avec la résine de l'électricité vitrée.

Les deux espèces d'électricité ont des caractères opposés. Si, après avoir frotté les deux disques, on les maintient superposés et qu'on approche l'ensemble d'un pendule, aucune action apparente ne se manifeste ; ils sont cependant électrisés, car il suffit de les séparer pour que l'un et l'autre exercent des attractions. C'est à cause de cette opposition de propriétés qu'on désigne respectivement par les mots de *positive* et *négative* les électricités vitrée et résineuse.

La double électrisation produite dans le frottement permet d'établir une classification des corps, en plaçant en tête celui qui devient positif avec tous les autres, à la fin celui qui devient toujours négatif, chacun des corps de la liste devenant positif avec ceux qui suivent et négatif avec ceux qui précèdent. Toutefois, une pareille classification n'est pas encore absolue, car les variations de température et les changements dans l'état physique des surfaces peuvent y amener beaucoup d'inversions.

5. Masses électriques. — Les premières expériences suffisent à montrer que les actions qui s'exercent, soit entre deux corps électrisés, soit entre un corps électrisé et un autre primitivement à l'état neutre, croissent rapidement à mesure que leur distance diminue. Pour une même distance et sur un système déterminé, l'action d'un corps varie avec son état d'électrisation ; la *quantité d'électricité* qu'il possède, ou sa *masse électrique*, est, par définition, proportionnelle à cette action. Deux disques frottés et maintenus en contact n'ont pas d'action extérieure, c'est-à-dire qu'ils exercent des actions égales et de sens contraires ; l'ensemble se comporte vis-à-vis de tout

corps extérieur, électrisé ou non, comme s'il était à l'état neutre. De là cette conséquence :

Par leur frottement réciproque, deux corps prennent des quantités d'électricité égales et de signes contraires.

C'est là une loi importante sur laquelle nous aurons à revenir. Toutes les fois que l'on produit sur un corps, par frottement ou de toute autre manière, une certaine quantité d'électricité positive, il se produit en même temps, sur d'autres points, une quantité égale d'électricité négative.

On est ainsi amené à considérer les quantités d'électricité comme des grandeurs algébriques, affectées des signes + ou —, suivant qu'elles sont positives ou négatives. Si l'on fait intervenir tous les corps, conducteurs ou isolants, qui entrent en jeu dans une expérience, la somme algébrique des quantités d'électricité, ou la charge totale du système, reste invariable; c'est le principe de la *conservation de l'électricité.*

L'action extérieure de deux disques superposés étant nulle à toute distance, il en résulte aussi que :

La loi suivant laquelle l'action varie avec la distance est la même pour les deux espèces d'électricité.

Lorsqu'une surface fermée renferme des masses électriques d'espèces différentes, l'action qu'elle exerce sur un corps électrisé extérieur est la résultante des actions dues à chacune des masses séparément. A une grande distance par rapport aux dimensions de la surface, cette action est simplement proportionnelle à l'excès de l'une des espèces d'électricité sur l'autre, c'est-à-dire à la charge algébrique de la surface considérée; si le corps extérieur est positif, l'action résultante est une répulsion ou une attraction, suivant que la charge totale comprise dans la surface est positive ou négative.

6. Champ électrique. — Électrisation induite. — Étincelle. — On donne le nom de *champ électrique* à toute l'étendue de l'espace dans lequel se fait sentir l'action d'un système de corps électrisés; une quantité donnée d'électricité positive y éprouverait dans un sens déterminé, qui est la *direction* du champ, une action plus ou moins grande, qui représente l'*intensité* du champ. Le champ peut être indéfini si les corps sont à l'air libre; il est limité quand on opère dans une enceinte fermée par des corps conducteurs.

L'attraction des corps légers semble indiquer qu'une action électrique peut se manifester entre un corps électrisé et un autre corps à l'état neutre, mais l'analyse du phénomène montre que ce dernier s'est lui-même électrisé.

Quand un double pendule, primitivement neutre, est attiré par un corps électrisé, on reconnaît aisément que les deux balles se maintiennent écartées. Toutes choses égales, l'attraction des balles et leur divergence sont plus manifestes si le pendule est conducteur. Dans les deux cas, la répulsion réciproque des balles primitivement neutres montre qu'elles sont aussi électrisées; cette électrisation à distance est dite *électrisation par influence* ou *induite*.

D'une manière générale, un conducteur isolé introduit dans un champ électrique s'électrise; sa surface se partage en deux régions différentes, chargées de quantités égales d'électricités

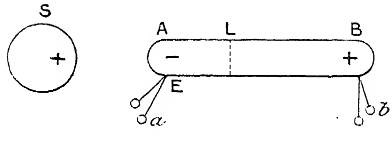


Fig. 1.

contraires, de sorte que la charge totale reste nulle, conformément au principe de la conservation de l'électricité (5).

Approchons d'une sphère S (fig. 1) chargée d'électricité positive, par exemple, un cylindre métallique isolé AB, primitivement à l'état neutre, aux extrémités duquel sont attachés de doubles pendules à fils conducteurs *a* et *b*. Les deux pendules divergent aussitôt, de part et d'autre du plan de symétrie; les deux extrémités du cylindre sont donc électrisées. Les pendules *a* s'inclinent vers la sphère S influente ou inductrice : l'extrémité antérieure A est donc négative. On pourrait voir aussi que les pendules *b* s'inclinent en sens contraire, mais l'effet est très faible à cause de l'accroissement de distance; pour rendre l'expérience plus démonstrative, on touche la sphère S avec une boule de métal, ou un petit disque, que l'on tient par un manche de verre; cette *boule d'épreuve*, ou ce *plan d'épreuve*, ayant pris de l'électricité positive, on l'approche ensuite des pendules *b*, ils sont

repoussés : l'extrémité postérieure B du cylindre est donc positive. Ces deux régions de signes contraires sont séparées par une certaine *ligne neutre* L sur laquelle aucune électrisation n'est appréciable, soit par un double pendule, soit par une boule d'épreuve.

Les deux charges induites, positive et négative, sont égales, car le cylindre revient à l'état neutre quand on enlève la sphère inductrice, ou encore, le champ résultant de la sphère et du cylindre, à une distance assez grande par rapport aux dimensions du système, reste le même que si le cylindre n'existait pas.

La ligne neutre L étant plus rapprochée de l'extrémité antérieure A, la charge moyenne par unité de surface est plus grande pour l'électricité négative.

En même temps, la distribution sur la sphère a été modifiée. En touchant successivement par une boule d'épreuve les extrémités du diamètre horizontal, on reconnaît, par l'action de cette boule sur le pendule *b*, que la charge est notablement plus grande sur la face située en regard du cylindre.

Enfin, quand on rapproche progressivement la sphère du cylindre, la divergence des pendules augmente et la ligne neutre marche vers l'extrémité A.

Pour une distance suffisamment faible, un trait de feu, une *étincelle*, se produit entre les deux corps. Dès lors, l'électricité négative disparaît du cylindre et la sphère a perdu une partie équivalente de sa charge positive ; l'étincelle annule l'une par l'autre des quantités égales d'électricités contraires et produit l'effet d'une communication conductrice entre les deux corps avant leur contact. Il y a eu simplement *partage* de la charge primitive entre la sphère et le cylindre.

Si l'on met le cylindre en communication au sol par l'extrémité B ou par un point quelconque, les pendules *b* retombent et les pendules *a* divergent davantage ; la charge négative augmente et la charge positive disparaît au sol.

Un conducteur non isolé s'électrise ainsi dans un champ électrique, comme faisant partie d'un même système avec la Terre. Dans ce cas, une étincelle fait disparaître toute électrisation ; le corps primitif A est *déchargé*.

On s'explique maintenant qu'un corps électrisé puisse attirer

un corps neutre ; ce dernier est électrisé par induction : l'action apparente est la résultante de l'attraction qui s'exerce sur les parties voisines, chargées d'électricités contraires, et de la répulsion plus faible sur les parties éloignées qui ont de l'électricité de même signe.

7. Équilibre des conducteurs. Électrisation superficielle. Sur les corps isolants, l'électricité peut être distribuée d'une manière quelconque, suivant les circonstances de sa production.

Il n'en est plus de même pour les conducteurs. Le caractère général de l'induction est qu'une électrisation se produit en tout point où existe un champ électrique. L'équilibre n'est établi pour un conducteur que si *le champ électrique est nul dans toute son étendue* ; en chaque point, la résultante des actions de l'électricité que possède le conducteur et de celles qui peuvent exister sur des corps extérieurs est nulle. Cette condition est nécessaire et suffisante.

Un champ électrique ne peut donc exister, au moins à l'état d'équilibre, que dans les corps mauvais conducteurs ou isolants. Faraday a donné à ces corps le nom de *diélectriques*, pour rappeler qu'ils sont les milieux dans lesquels les forces électriques se manifestent et se propagent.

Priestley avait constaté déjà qu'une boule d'épreuve ne prend pas d'électricité quand on la met en contact avec l'intérieur d'un gobelet métallique électrisé.

Les expériences plus précises de Cavendish et de Coulomb ont établi qu'il n'existe aucune trace appréciable d'électricité, à l'état d'équilibre, sur la surface intérieure d'un conducteur fermé. Ainsi, si l'on recouvre une sphère électrisée par deux calottes hémisphériques tenues par des manches isolants et qu'on enlève ensuite ces calottes, la sphère se trouve ramenée à l'état neutre.

La surface d'une cavité, creusée dans un conducteur quelconque, est donc à l'état neutre et le champ électrique est nul dans toute l'étendue de la cavité.

L'électrisation n'est apparente que sur la surface extérieure, suivant une loi particulière qui dépend en même temps de la forme du conducteur et de la présence de corps extérieurs, eux-mêmes chargés ou non d'électricité.

8. Induction sur un conducteur fermé. — Cette localisation de l'électricité à la surface des conducteurs a plusieurs conséquences importantes.

Lorsqu'un conducteur isolé s'électrise par induction, chacune des charges, positive et négative, distribuées à sa surface est, en général, inférieure à celle du corps inducteur.

En effet, sur un point du cylindre AB (fig. 1) situé dans le plan de la ligne neutre, les actions des couches positive et négative qu'il possède sont de même sens. Pour que le champ soit nul, il faut que l'action de la sphère S soit supérieure à celle de la couche négative, qui est moins éloignée, et l'on comprend que sa charge doive être plus grande.

Les charges induites deviennent égales à la charge inductrice lorsque le conducteur induit entoure complètement les masses influentes. Dans ce cas, la surface interne du conducteur possède une quantité d'électricité contraire dont la distribution dépend de la position des masses influentes; une masse égale d'électricité de même signe est distribuée sur la surface externe, suivant la même loi que si rien n'existait dans l'intérieur.

Pour démontrer cette propriété, Faraday emploie une boîte cylindrique de grande hauteur par rapport à son diamètre, isolée et mise en communication avec un double pendule.

On introduit dans le cylindre une boule de métal électrisée portée par un fil de soie. A mesure que la boule pénètre, la divergence du pendule est d'abord croissante et finit par rester invariable dès que l'angle sous lequel la boule voit l'ouverture devient assez faible. A partir de ce moment, la divergence reste invariable, quelque position qu'occupe la boule influente, et l'on verrait par l'emploi d'un plan d'épreuve que la distribution extérieure ne change pas; la divergence reste encore la même si l'on fait toucher la boule au cylindre. Or, dans ce dernier cas, la boule et le cylindre ne forment plus qu'un conducteur, toute électrisation interne a disparu et le cylindre possède entièrement la charge qui existait d'abord sur le corps inducteur.

La quantité d'électricité induite sur un conducteur fermé est donc égale à celle qu'on introduit dans sa cavité, soit par des conducteurs, soit par des isolants, et la distribution exté-

rieure est indépendante de la position des charges inductrices situées dans la cavité.

Cette expérience permet de vérifier plus rigoureusement la conservation de l'électricité dans les phénomènes d'influence. Après avoir introduit un corps électrisé dans le cylindre de Faraday, on y introduit des conducteurs neutres et isolés de forme quelconque; la charge extérieure ne change pas.

9. Partage et addition des charges. — On peut diviser en deux parties égales la charge électrique d'un conducteur en le touchant par un autre conducteur de même forme, à la condition que leur ensemble soit symétrique par rapport au point de conctact. Si les conducteurs se touchent d'une autre manière ou s'ils sont différents, le partage se fait suivant une proportion particulière à chaque cas.

On peut, de même, ajouter sur un conducteur une série de masses électriques; il suffit que le conducteur présente une cavité presque entièrement fermée, permettant d'y introduire des conducteurs électrisés et de lui transmettre par contact intérieur l'électricité dont ils sont chargés.

La division par contacts successifs permettra d'obtenir des charges décroissant en progression géométrique. En touchant un corps électrisé de grandes dimensions par une boule qui emportera la même charge à chaque opération, l'introduction successive de cette boule dans une cavité fournit aussi le moyen de donner au conducteur une charge croissant en progression arithmétique.

10. Électricité de contact. — Volta a découvert ce fait capital que le contact de deux métaux différents, d'abord à l'état neutre, ou plus généralement de deux corps quelconques à la même température, suffit pour les constituer dans deux états électriques différents et les charger respectivement de quantités égales d'électricités contraires.

On peut répéter l'expérience, sous la forme indiquée précédemment (4) pour les disques de verre et de métal, en prenant deux disques métalliques isolés, l'un en zinc et l'autre en cuivre. Toutefois les charges électriques sont alors beaucoup plus faibles et exigent, pour être manifestées, l'emploi d'électroscopes très délicats.

A ce point de vue, on doit considérer le frottement comme

une forme particulière de contact : il est à remarquer, en effet, que la pression exercée dans le frottement n'a pas grande influence et qu'elle a surtout pour effet de multiplier les points de contact des surfaces isolantes.

Il résulte de cette propriété nouvelle que le partage de l'électricité entre deux sphères conductrices de même rayon ne se fait également que si elles sont de nature identique et à la même température. Mais rien n'est changé à la proposition fondamentale que la somme algébrique des charges est la même avant et après le contact.

Dans toutes les expériences relatives à l'emploi des conducteurs, on devra aussi supposer en toute rigueur qu'ils sont formés du même métal et en équilibre de température.

11. Loi des actions électriques. — L'action qui s'exerce entre deux corps électrisés de petites dimensions par rapport à la distance qui les sépare est dirigée suivant la droite qui les joint. Cette action est, par définition, proportionnelle à la quantité d'électricité que possède chacun d'eux, c'est-à-dire au produit de leurs charges.

En mesurant par la torsion d'un fil métallique la répulsion ou l'attraction qui s'exercent entre deux petites boules conductrices électrisées, Coulomb a trouvé que *les actions électriques sont en raison inverse du carré de la distance*.

La même expérience permet de vérifier que, dans le partage entre deux corps conducteurs, la quantité d'électricité se conserve, car si, dans l'expérience précédente, on touche l'une des boules électrisées par une boule identique à l'état neutre, que l'on enlève ensuite, l'action à la même distance est devenue moitié moindre.

L'unité de mesure pour les masses électriques reste arbitraire, car on a vérifié seulement que l'action de deux corps électrisés est *proportionnelle* au produit des quantités d'électricité qu'ils possèdent, et en raison inverse du carré de la distance.

Si l'on choisit une unité arbitraire, q et q' étant les quantités d'électricité des deux corps et r leur distance, l'action réciproque peut être représentée par $k\frac{qq'}{r^2}$; elle est répulsive ou attractive suivant que les quantités q et q' sont de même

signe ou de signes contraires. Dans cette formule, k est un coefficient dont la valeur dépend des unités choisies pour l'électricité, la force et la distance.

Pour éviter l'introduction de ce coefficient k, qui complique inutilement les formules, on convient de prendre pour *unité d'électricité* la quantité qui, agissant dans l'air sur une quantité égale à l'unité de distance, produit une action égale à l'unité de force; les quantités d'électricité sont ainsi exprimées en fonction d'unités dites *électrostatiques*.

La direction et l'intensité d'un champ électrique en un point sont la direction et l'intensité de l'action qui s'exercerait sur une masse positive égale à l'unité placée en ce point, l'introduction de cette masse étant supposée ne modifier en rien la distribution d'électricité sur le système; plus exactement, l'action qui s'exercerait sur une masse infiniment petite dq peut être représentée par l'expression $I\,dq$, dans laquelle I est l'intensité du champ.

Pour abréger le langage, on considère l'action réciproque comme s'exerçant entre les masses électriques, mais il est toujours sous-entendu qu'il s'agit de l'action des corps qui en sont chargés. Lorsque deux corps électrisés ont des dimensions notables par rapport à leur distance, chaque élément de volume ou de surface de l'un d'eux agit sur chacun des éléments de l'autre. L'ensemble de toutes ces forces équivaut, suivant les cas, à une résultante unique ou à une résultante et un couple.

Pour deux sphères conductrices électrisées, en particulier, la distribution de l'électricité sur chacune d'elles dépend de leur distance; l'action résultante reste dirigée, par symétrie, suivant la ligne des centres, mais elle n'est pas rigoureusement en raison inverse du carré de leur distance.

Cette remarque fait comprendre qu'il serait nécessaire, dans les expériences de Coulomb, de tenir compte du mode de distribution des charges électriques dans chaque cas particulier, mais le défaut de précision est dû principalement à l'influence des corps étrangers aux boules électrisées.

12. Hypothèses sur la nature de l'électricité. — Les expériences permettent ainsi de *mesurer* l'électricité. C'est une grandeur de nature spéciale, parfaitement définie au point de

vue mécanique, affectée d'un signe comme une quantité de mouvement, et la théorie des phénomènes peut être établie, en partant uniquement des lois expérimentales, sans le secours d'aucune hypothèse.

A cause de la facilité avec laquelle l'électricité se propage dans les conducteurs, on l'a souvent assimilée à un *fluide*, comme on expliquait autrefois les effets de conductibilité calorifique par la propagation d'un fluide particulier. Le mouvement des corps électrisés serait produit par l'action des éléments de fluide qui, ne pouvant se mouvoir dans les diélectriques, entraînent avec eux la matière pondérable. On admettra en même temps que les masses pondérables s'attirent et qu'elles attirent les masses électriques, toutes ces forces obéissant à la loi du carré des distances.

Quant au caractère de dualité que présentent les phénomènes, on en a rendu compte de deux manières.

D'après Franklin, un corps à l'état *neutre*, de masse pondérable M, renferme une quantité *normale* d'électricité Q, définie par la condition que l'action totale du corps sur une masse électrique extérieure q soit nulle. Désignant par a un coefficient relatif à l'action des unités de masse de natures différentes, l'attraction à l'unité de distance sera donc

$$q(a\mathrm{M} - \mathrm{Q}) = 0,$$

c'est-à-dire que le rapport des masses électrique et pondérable dans un corps neutre a une valeur constante a.

L'action de deux corps neutres (M, Q) et (M′, Q′) se réduit à celle des masses M et Q sur M′, puisque l'action des deux premières sur Q′ est nulle. Si l'on désigne par b le coefficient relatif aux masses pondérables, cette action est, en tenant compte de la relation précédente,

$$\mathrm{M}'(b\mathrm{M} + a\mathrm{Q}) = \mathrm{M}\mathrm{M}'(b + a^2);$$

elle représente l'attraction universelle.

Dans le même ordre d'idées, un corps devient électrisé positivement ou négativement, quand on augmente ou que l'on diminue sa charge normale.

Pour deux corps ainsi constitués (M, Q, q) et (M′, Q′, q'), les

excès de charge q et q' étant positifs ou négatifs, l'action des masses M et Q du premier sur le second se réduit à l'attraction universelle, puisque cette action est nulle sur la masse électrique supplémentaire q'; l'action de q sur l'ensemble (M', Q') est également nulle, et il ne reste que l'action de q sur q'. La résultante est alors

$$MM'(b + a^2) - qq'.$$

Le dernier terme, qui représente la répulsion électrique, est de beaucoup prédominant. Les coefficients b et a doivent donc être très petits; il est même permis de supposer que l'un ou l'autre est égal à zéro, sans que l'expression cesse de comprendre l'attraction universelle.

L'hypothèse des deux fluides, imaginée par Symmer et adoptée par Coulomb, au moins à titre provisoire, consiste à admettre qu'il existe deux fluides différents, que les éléments d'un même fluide se repoussent, que les fluides différents s'attirent, et qu'un corps naturel renferme des quantités équivalentes des deux fluides, formant le fluide neutre. Un corps est électrisé positivement ou négativement, suivant qu'il possède un excès de l'un ou l'autre des deux fluides.

Comme la quantité de fluide neutre contenue dans un corps peut être modifiée, il n'y a pas lieu d'admettre que la matière pondérable agisse sur le fluide électrique. L'action de deux corps électrisés (M, q) et (M', q') se réduit donc à l'attraction universelle bMM' et à la répulsion électrique qq'.

Le moindre défaut de ce genre d'hypothèses est qu'elles sont superflues. En outre, rien ne semble indiquer, dans les expériences, qu'il y ait une limite à l'électrisation des corps; il serait alors nécessaire d'admettre que la charge normale d'un corps, dans la théorie de Franklin, ou que sa charge de fluide neutre, dans la théorie de Symmer, est illimitée, conséquence évidemment contradictoire avec la notion même d'un fluide matériel.

Au lieu de faire intervenir les forces à distance, qui ont beaucoup perdu de leur crédit, la science tend aujourd'hui à expliquer les actions apparentes par les modifications mécaniques du milieu ambiant. Cette idée était émise déjà par

Ampère, en 1822, dans l'étude des courants électriques. Lamé (1) pensait également que l'intervention du fluide éthéré, sagement conduite, « doit trouver le secret, ou la véritable cause des effets que l'on attribue au calorique, à l'électricité, au magnétisme, à l'attraction universelle, à la cohésion et aux affinités chimiques ».

Guidé par des conceptions analogues, Faraday considère que tout se passe dans le milieu diélectrique où les forces se manifestent. Électriser un corps ne serait autre chose que modifier la structure du milieu diélectrique, et les actions réciproques des corps électrisés seraient le résultat des réactions élastiques de ce milieu. Il reste à imaginer la constitution des milieux capables de produire de pareils effets, mais, quelles que soient les difficultés du problème, la suite des découvertes ultérieures n'a fait que confirmer de plus en plus les vues de Faraday.

13. Densités électriques. — Un certain nombre des expressions employées dans l'étude de l'électricité ont pour origine l'idée des fluides : il n'y a pas d'inconvénient sérieux à les conserver, si l'on a soin de les définir par les propriétés mathématiques et expérimentales auxquelles elles correspondent, dans le but, comme l'écrivait Coulomb, « de présenter, avec le moins d'éléments possible, les résultats du calcul et de l'expérience et non d'indiquer les véritables causes de l'électricité (2). »

C'est ainsi que l'idée de fluide a conduit à la notion de la *densité électrique*. Si l'électricité occupe toute l'étendue d'un corps, comme dans le cas d'un diélectrique, et qu'elle y soit distribuée d'une manière uniforme, la densité *cubique* ρ est la quantité d'électricité qui existe dans l'unité de volume. Si la distribution est irrégulière, la densité en un point est le rapport qui existe entre la charge électrique d'un élément de volume en ce point et l'élément de volume lui-même.

Les corps conducteurs en équilibre n'ont d'électricité qu'à leur surface. Si la distribution est uniforme, la densité *superficielle* σ est la quantité d'électricité qui existe sur l'unité de

(1) LAMÉ, *Leçons sur la théorie mathématique de l'élasticité des corps solides*, p. 335. Paris, 1852.

(2) COULOMB, *Histoire de l'Académie des sciences pour 1788*, p. 673.

surface. Dans le cas général, la densité superficielle en un point est le rapport de la charge d'un élément de surface, pris autour de ce point, à l'étendue de l'élément.

Dans l'hypothèse des fluides, il faut bien admettre que la couche électrique superficielle a une épaisseur finie et qu'elle pénètre jusqu'à une certaine profondeur, si petite qu'on le voudra, dans le conducteur ou dans le milieu diélectrique qui l'entoure. L'expérience ne permettant pas de déterminer l'épaisseur de cette couche, on peut supposer la densité variable avec une épaisseur constante de la couche, ou la densité constante avec une épaisseur variable.

Si l'on admet, par exemple, que le conducteur soit couvert d'une couche homogène de densité ρ dont l'épaisseur en un point est h, la charge par unité de surface, ou la densité superficielle, sera $\sigma = \rho h$. Si faible que l'on suppose l'épaisseur h, la densité cubique ρ peut être choisie assez grande pour que le produit ρh ait une valeur finie.

On voit que, abstraction faite de toute idée de fluide, les expressions de densité cubique ou de densité superficielle ont une signification purement mathématique ou expérimentale, indépendante de toute hypothèse.

14. Conséquence de l'électrisation superficielle. — La loi de distribution de l'électricité sur les conducteurs en équilibre dépend de leur forme. On peut la déterminer, par expérience, comme le faisait Coulomb, en comparant les charges que prend en deux points différents un petit *plan d'épreuve* (**6**), mis en contact avec la surface. Il est assez évident que cette charge est en chaque cas proportionnelle à la densité électrique de la surface au point touché.

Cette distribution doit se faire de manière que le champ électrique soit nul à l'intérieur de chacun des conducteurs.

Soit S (fig. 2) la surface du conducteur électrisé. Par un point intérieur P menons un cône d'ouverture $d\omega$ infiniment petite qui découpe sur la surface, aux distances r et r', des éléments dS et dS' où les densités respectives sont σ et σ'.

Si les forces électriques sont proportionnelles à une fonction $f(r)$ de la distance, l'action de l'élément dS sur le point P est $\sigma\, dS f(r)$, celle de l'élément dS' est $\sigma\, dS' f(r')$, et ces actions sont directement opposées. En appelant θ et θ' les angles des

rayons vecteurs PM et PM′ avec les normales N et N′ à la surface aux points correspondants, on a

$$d\omega = \frac{dS\cos\theta}{r^2} = \frac{dS'\cos\theta'}{r'^2}.$$

La résultante des actions de ces deux éléments sur le point P peut donc s'écrire

$$\sigma dS f(r) - \sigma' dS' f(r') = d\omega\left[\frac{\sigma}{\cos\theta}\, r^2 f(r) - \frac{\sigma'}{\cos\theta'}\, r'^2 f(r')\right].$$

Lorsque la surface considérée est une sphère, les angles θ et θ' sont égaux. En outre, si la sphère est isolée et sous-

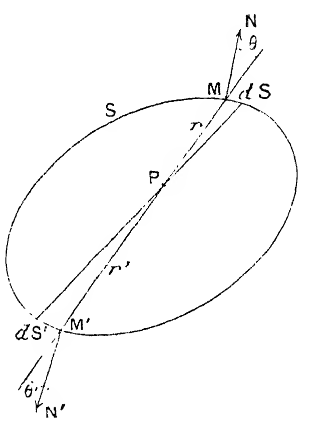


Fig. 2.

traite à toute action étrangère, la distribution est homogène, et les densités σ et σ' sont égales.

Le champ total est nul au point P si les actions des éléments opposés dS et dS' sont égales ; il suffit pour cela que l'on ait la relation

$$r^2 f(r) = r'^2 f(r') = \text{const.},$$

c'est-à-dire que les forces électriques soient en raison inverse du carré de la distance.

La loi de Coulomb satisfait donc à la condition d'équilibre sur un conducteur sphérique et c'est la seule. On peut le

voir d'une manière simple par le raisonnement suivant dû à M. Bertrand (1).

Quel que soit $f(r)$, on peut choisir deux valeurs r_1 et r_2 telles qu'entre ces deux valeurs de la variable, le produit $r^2 f(r)$ soit toujours croissant ou décroissant quand r augmente.

Construisons une sphère (fig. 3) dont le diamètre soit égal à la somme $r_1 + r_2$, et considérons le point P qui partage le diamètre dans les deux segments r_1 et r_2. Sur ce point, l'action résultante des éléments opposés dS et dS', déterminés par un cône d'ouverture $d\omega$, est

$$\frac{\sigma d\omega}{\cos\theta}\left[r^2 f(r) - r'^2 f(r')\right].$$

Toutes les valeurs de r et de r' sont comprises entre les

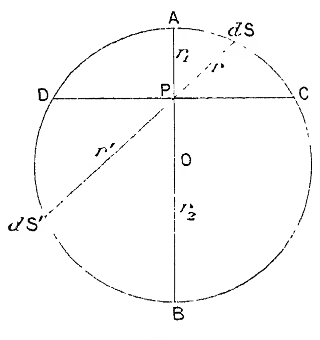


Fig. 3.

limites r_1 et r_2 et, sur une même corde, r est toujours plus petit que r'; la valeur de $r^2 f(r)$, relative aux éléments de la calotte supérieure DAC, sera toujours plus petite ou toujours plus grande que celle de $r'^2 f(r')$ relative à ceux de la partie inférieure DBC; il en sera de même pour l'action totale de ces deux calottes. Le champ ne peut donc être nul, à moins que $r^2 f(r)$ ne soit une constante, c'est-à-dire que la fonction $f(r)$ ne soit précisément en raison inverse du carré de la distance.

Réciproquement, la distribution superficielle est une conséquence de la loi du carré de la distance. En effet, l'électrisa-

(1) J. Bertrand, *Journal de physique*, t. II, p. 418, 1873.

tion d'une sphère isolée se compose nécessairement de couches concentriques homogènes. En un point P l'action des couches extérieures est nulle; celle du noyau de rayon OP est dirigée suivant la normale OP par raison de symétrie. Une masse électrique en ce point ne peut être en équilibre, puisqu'elle serait sollicitée vers la surface.

Si le fait de la distribution superficielle de l'électricité sur le conducteur en équilibre est établi avec une grande rigueur, la loi des distances sera démontrée au même degré d'exactitude. En répétant l'expérience de Cavendish (7) avec des soins particuliers, Maxwell a constaté qu'une sphère, après avoir été recouverte par des calottes hémisphériques, ne conserve pas $\frac{1}{2000}$ de sa charge primitive.

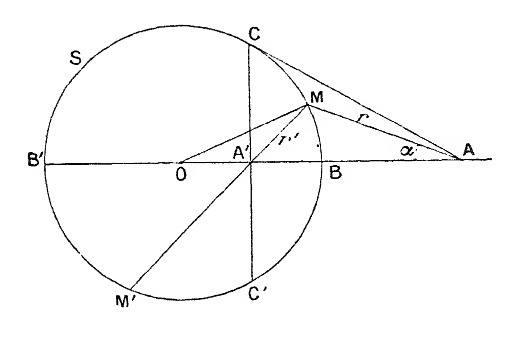


Fig. 4.

La méthode de Coulomb est loin de comporter une telle approximation.

15. Couches sphériques. — *L'action d'une couche sphérique homogène sur un point extérieur est la même que si toute la charge était concentrée au centre de la sphère.*

Soit, en effet, une surface sphérique S (fig. 4), de rayon R, recouverte d'une couche homogène de densité σ. Son action sur le point extérieur A est dirigée suivant la droite OA, par raison de symétrie.

Pour un élément dS situé en M, à la distance r du point A, sur une droite qui fait l'angle α avec AO, la composante parallèle à OA de l'action exercée au point A est $\frac{\sigma dS}{r^2}\cos\alpha$.

Considérons le point A′ conjugué de A par rapport à la sphère, c'est-à-dire tel qu'on ait

$$\mathrm{OA}.\mathrm{OA}' = \mathrm{R}^2, \qquad \text{ou} \qquad \frac{\mathrm{OA}}{\mathrm{R}} = \frac{\mathrm{R}}{\mathrm{OA}'}.$$

Les triangles OMA′ et OAM sont semblables, comme ayant un angle commun en O et les côtés adjacents proportionnels; l'angle OMA′ est donc égal à α.

En appelant D la distance OA et r' la distance A′M, les mêmes triangles donnent :

$$\frac{r}{r'} = \frac{\mathrm{D}}{\mathrm{R}} = \frac{\mathrm{R}}{\mathrm{OA}'}.$$

Si l'on désigne par $d\omega$ l'angle du cône qui a pour sommet le point A′ et pour base l'élément dS, on a donc

$$\frac{\sigma\, d\mathrm{S} \cos\alpha}{r^2} = \sigma \frac{r'^2 d\omega}{r^2} = \sigma \frac{\mathrm{R}^2}{\mathrm{D}^2}\, d\omega,$$

et l'action totale de la sphère est

$$\mathrm{F} = \sigma \frac{\mathrm{R}^2}{\mathrm{D}^2} \int d\omega = \frac{4\pi \mathrm{R}^2 \sigma}{\mathrm{D}^2} = \frac{\mathrm{Q}}{\mathrm{D}^2}.$$

On voit que l'action est la même que si toute la charge Q était concentrée au centre de la sphère.

Si le point P est très voisin de la surface, D = R et l'action de la couche est égale à $4\pi\sigma$. Comme ce résultat est indépendant du rayon de la sphère, on doit prévoir qu'il est aussi vrai pour toute autre surface.

La composante parallèle à OA de l'action exercée sur le point A par l'élément dS ne dépend que de l'angle $d\omega$; elle est donc la même pour un élément dS′ situé en M′ opposé au premier par rapport au point P′.

Il en est ainsi pour tous les éléments de la calotte CB′C′, comparés deux à deux aux éléments de la calotte CBC′.

Le plan CC′ partage donc la surface de la sphère en deux parties dont les actions sur le point P sont égales, chacune d'elles étant la moitié de celle de la couche totale.

A mesure que le point A s'éloigne, les deux calottes tendent à devenir égales; s'il est infiniment voisin de la surface, la calotte antérieure devient infiniment petite et son action sur un point infiniment voisin se réduit à $2\pi\sigma$. Ce résultat doit être encore vrai pour un élément de surface quelconque.

16. Sphère formée de couches homogènes. — *L'action extérieure d'une sphère formée de couches concentriques homogènes est la même que si la masse totale était concentrée au centre de la sphère.*

Si l'on considère un point P intérieur, à la distance r du centre, on peut partager la masse totale en deux parties, l'ensemble des couches extérieures et le noyau sphérique de rayon r. L'action des couches est nulle et il ne reste à considérer que celle du noyau.

Lorsque la densité cubique ρ de la masse agissante est constante, cette action intérieure est simplement proportionnelle à la distance, car elle a pour expression

$$F = \frac{1}{r^2}\,\frac{4}{3}\pi r^3 \rho = \frac{4}{3}\pi\rho r.$$

Supposons que la densité en un point soit proportionnelle à la puissance n de sa distance u au centre, $\rho = au^n$. L'action sur le point P de la couche d'épaisseur du est

$$\rho\,\frac{4\pi u^2}{r^2}\,du = \frac{4\pi a}{r^2}\,u^{n+2}\,du$$

et l'action totale

$$F_i = \frac{4\pi a}{r^2}\int_0^r u^{n+2}\,du = \frac{4\pi a}{r^2}\,\frac{r^{n+3}}{n+3} = \frac{4\pi a}{n+3}\,r^{n+1}.$$

Cette action est constante pour $n = -1$; elle augmente ou diminue, à mesure qu'on s'éloigne du centre, suivant que n est plus grand ou plus petit que -1.

La masse totale de la sphère étant

$$Q = \int_0^R 4\pi u^2 a u^n\,du = \frac{4\pi a}{n+3}\,R^{n+3},$$

on peut écrire

$$F_i = Q\,\frac{r^{n+1}}{R^{n+3}}.$$

D'une manière générale, si q est la masse extérieure au noyau du rayon r, ρ_0 la densité moyenne de la sphère entière et ρ la densité moyenne des couches extérieures, on a

$$F_i = \frac{Q-q}{r^2} = \frac{Q}{r^2}\left[1-\frac{q}{Q}\right] = \frac{Q}{r^2}\left[1-\left(1-\frac{r^3}{R^3}\right)\frac{\rho}{\rho_0}\right],$$

ou, en appelant F_1 l'action $\frac{Q}{R^2}$ sur la surface,

$$F_i = F_1\,\frac{R^2}{r^2}\left[1-\left(1-\frac{r^3}{R^3}\right)\frac{\rho}{\rho_0}\right].$$

L'action intérieure peut être d'abord croissante à partir de la surface, puis atteindre un maximum et devenir ensuite décroissante jusqu'au centre. C'est ce qui a lieu, par exemple, pour les variations de la pesanteur dans l'intérieur du globe. Il faut, pour cela, que l'on ait

$$\left(1-\frac{r^3}{R^3}\right)\frac{\rho}{\rho_0} < 1-\frac{r^2}{R^2}.$$

Si l'épaisseur $R-r=h$ est très petite par rapport à R, cette condition peut s'écrire

$$3\,\frac{h}{R}\,\frac{\rho}{\rho_0} < 2\,\frac{h}{R}, \quad \frac{\rho}{\rho_0} < \frac{2}{3} < 0{,}67.$$

La densité moyenne de la terre est environ 5,5 et celle de la surface 2,5; la condition est réalisée, puisque

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{2{,}5}{5{,}5} = 0{,}45.$$

17. Système de mesures C. G. S. — L'emploi d'unités de mesure arbitraires dans les différents problèmes de physique présente le grave inconvénient qu'il est souvent impossible de

comparer les expériences et que, dans les cas les plus favorables, cette comparaison ne peut être faite que par des réductions laborieuses.

La plupart des déterminations numériques dans les phénomènes se ramènent aux unités fondamentales de la mécanique, c'est-à-dire aux unités de *longueur*, de *temps* et de *force* ou de *masse*.

Pendant longtemps, on a pris comme unité de force le poids d'un corps, tel que le kilogramme des Archives; mais ce choix ne constitue pas un véritable étalon, puisque l'effort réel exercé par un tel corps, sur un plan ou sur un dynamomètre à ressort, dépend de la valeur actuelle de la gravité, c'est-à-dire de la hauteur au-dessus du niveau de la mer ou de la latitude à laquelle on fait l'expérience. Une seule chose est définie, c'est la *masse* du corps choisi comme étalon. C'est en raison de cette difficulté qu'il convient de remplacer l'unité de force par une unité de masse.

Pour l'étude du magnétisme, et en particulier du magnétisme terrestre, Gauss avait pris, comme unités, le millimètre, la masse du milligramme et la seconde de temps moyen.

Ces unités sont généralement trop petites dans beaucoup de phénomènes, et conduisent à représenter les valeurs numériques des grandeurs réelles par des nombres trop grands.

L'usage se répand de plus en plus d'adopter les unités proposées par l'Association britannique, qui sont le *centimètre*, la *masse du gramme* et la *seconde de temps moyen*.

On convient alors d'exprimer une grandeur quelconque par sa valeur numérique, en la faisant suivre au besoin du symbole C. G. S. qui rappelle les unités fondamentales, sans qu'il soit nécessaire de désigner par un nom particulier la nature de cette grandeur.

Deux exceptions, cependant, se sont introduites dans la pratique, c'est la *dyne* (δύναμις) pour l'unité de force, et l'*erg* (ἔργον) pour l'unité de travail. Il est facile d'établir les relations qui existent entre ces grandeurs et les unités habituelles de la mécanique, qui sont le kilogramme et le kilogramme-mètre.

La *dyne* est la force qui agissant sur la masse du gramme, lui imprimerait une accélération d'un centimètre par seconde.

D'autre part, le *poids* d'un gramme imprimerait à sa prop masse l'accélération g due à la pesanteur, c'est-à-dire, à Par $9^{m},81$ ou 981 centimètres par seconde. La proportionnalité d forces aux accélérations donne alors

$$1 \text{ dyne} = \frac{1^{gr}}{981} = \frac{1^{milligr}}{0,981} = 1^{mg},00908.$$

De même, un *erg* est le travail d'une dyne sur un corps q se déplace d'un centimètre dans la direction de la for c'est-à-dire

$$1 \text{ erg} = 1^{dyne} \times 1^{cm} = \frac{1^{gr}}{981}\,\frac{1^{m}}{100} = \frac{1^{kg} \times 1^{m}}{9,81 \times 10^{7}} = \frac{1^{kgm}}{9,81 \times 10^{7}}.$$

$$1 \text{ kilogramme-mètre} = 9,81 \times 10^{7} \text{ ergs}.$$

D'après les expériences de Joule, l'équivalent mécaniq de la chaleur serait d'environ 425 kilogrammes-mètres à Par c'est le travail nécessaire pour dégager une calorie, c'est dire pour élever de 1° centigrade la température d'une mas d'eau pesant un kilogramme.

Si l'on rapporte la calorie à la masse du gramme, ce qu'o appelle quelquefois la *petite calorie*, l'équivalent de la chale devient mille fois moindre. En désignant cet équivalent par on aura donc

$$J = 0,425^{kgm} = 4,17 \times 10^{7} \text{ ergs}.$$

Les travaux récents semblent indiquer une valeur un pe plus élevée, très voisine de $4,19.10^{7}$ ergs, ce qui correspo drait à 427 kilogrammes-mètres pour la calorie rapportée a kilogramme.

CHAPITRE DEUXIÈME

POTENTIEL

18. Champ électrique. — Lignes de force. — Laissant d'abord indéterminée la loi des distances, nous admettrons, comme un fait d'expérience, que l'action de deux corps électrisés de petites dimensions est dirigée suivant la droite qui les joint et ne varie qu'avec la distance, en un mot qu'elle satisfait à la définition des forces dites *centrales;* enfin, qu'elle est proportionnelle (5) au produit des quantités d'électricité que possèdent les deux corps.

On considère, en outre, comme évident, que l'action réciproque de deux corps électrisés se ramène au calcul des actions qui s'exercent entre les masses élémentaires qui constituent leurs charges électriques.

Quelle que soit encore l'unité à laquelle on rapporte les masses électriques, la direction et l'intensité du *champ* (ou la *force électrique*) en un point sont la direction et la grandeur de l'action F que subirait l'unité d'électricité positive placée en ce point; l'action du champ sur une masse infiniment petite dq serait $F dq$. Pour un système déterminé, la force électrique est une simple fonction des coordonnées.

Le champ n'existe que dans les diélectriques; il est en général illimité; il peut être aussi limité, par exemple, dans le cas où toutes les masses agissantes sont comprises dans un conducteur fermé : la surface interne du conducteur limite alors le champ.

Une *ligne de force* dans le champ électrique est une ligne tangente en chaque point à la direction du champ. Une

pareille ligne est évidemment continue tant qu'elle ne rencontre pas des masses agissantes; elle ne peut présenter de points anguleux que si la force électrique devient nulle, auquel cas des branches différentes peuvent se couper au point de force nulle.

19. Surfaces de niveau. — Supposons que, dans un système en équilibre électrique, les charges soient fixées aux positions qu'elles occupent, et considérons deux points quelconques M et N (fig. 5).

Le travail produit par l'action du champ sur la masse q, qui irait de M en N, est égal et de signe contraire au travail qui correspond à la marche inverse de N en M par le même

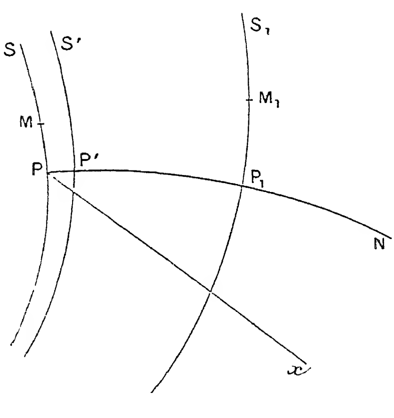


Fig. 5.

chemin. Ces travaux sont d'ailleurs indépendants de la trajectoire suivie, d'après l'hypothèse même des forces centrales. S'il en était autrement, il serait possible, en faisant circuler la masse q entre les points M et N, par deux chemins différents, d'obtenir un travail positif supérieur au travail négatif pour chacun des cycles, c'est-à-dire de trouver ainsi la solution du mouvement perpétuel.

Pour un élément ds du chemin parcouru, faisant l'angle ε avec la force électrique F, que nous appellerons souvent le *champ*, pour abréger le discours, le travail est $q\,\mathrm{F}\,ds \cos\varepsilon$. Si deux points, tels que M et P, sont tellement placés que l'on puisse tracer de l'un à l'autre un chemin qui soit en chaque

point perpendiculaire à la direction du champ, le travail élémentaire et le travail total sont nuls. L'ensemble des trajectoires émanant du point M et qui satisfont à cette condition constituent une *surface de niveau* électrique. Donc

Une surface de niveau électrique est orthogonale aux lignes de force. Le travail nécessaire pour déplacer une masse électrique d'un point à un autre de cette surface est nul, quel que soit d'ailleurs le chemin suivi.

20. Potentiel. — Force électromotrice. — Le point N étant supposé invariable, le travail qui correspond au chemin MN ne dépend que des coordonnées du point M. Ce travail est le même pour un chemin quelconque PN, si le point P est situé sur la surface de niveau S qui passe par le point M, puisque le travail relatif au chemin MP est nul; on peut donc le représenter par qV, V désignant une fonction des coordonnées qui a une valeur constante sur toute la surface de niveau S. La fonction V joue un rôle capital dans l'étude des phénomènes électriques ; c'est ce que l'on appelle le *potentiel* sur la surface S.

Sur la surface de niveau S_1 qui passe par un autre point M_1, le potentiel a une autre valeur V_1. Le travail relatif au chemin MM_1 est la différence des travaux qui correspondent à deux chemins quelconques allant de M en N et de M_1 en N, c'est-à-dire $q(V - V_1)$. En d'autres termes,

Le travail relatif au déplacement de l'unité d'électricité positive entre deux points quelconques de deux surfaces de niveau est constant; c'est la différence $V - V_1$ *des potentiels de ces deux surfaces.*

Si l'on suppose que les points considérés, tels que P et P_1, soient sur une même ligne de force, laquelle est normale à toutes les surfaces de niveau qu'elle rencontre, le travail relatif à un élément dn de cette ligne est Fdn, ce qui donne

$$V - V_1 = \int F dn.$$

Entre deux surfaces de niveau, le travail $q(V - V_1)$ subi par une masse électrique se présente, comme celui de la pesanteur, sous la forme d'un produit de deux facteurs : l'un de

ces facteurs q correspond au poids du corps, et l'autre $V - V_1$ à la hauteur de chute.

Une charge électrique positive, abandonnée à elle-même dans un champ, tend à marcher suivant une ligne de force, abstraction faite de la vitesse acquise, vers les points où le potentiel est plus faible ; une charge négative marcherait vers les hauts potentiels.

Dans tous les cas, la différence de potentiel $V - V_1$ entre deux points peut être considérée comme la cause du mouvement de l'électricité ; on la désigne souvent sous le nom de *force électromotrice*.

Les potentiels définis, comme on l'a fait, par le travail relatif au mouvement d'une masse électrique qui marche vers le point N, dépendent évidemment des coordonnées de ce point, mais par une quantité constante, qui disparaît dans la différence $V - V_1$, puisque celle-ci est définie par les surfaces S et S_1. Les potentiels n'interviennent d'ailleurs dans les phénomènes que par leurs différences.

21. Expression du champ par le potentiel. — Si l'on considère une surface de niveau S' infiniment voisine de S, et que dn soit la distance PP′ de ces surfaces au point P, on a

$$F dn = V - V' = -(V' - V) = -dV,$$

$$F = -\frac{dV}{dn}. \tag{1}$$

Ainsi, *la force électrique, ou le champ en un point, est la dérivée, prise en signe contraire, du potentiel* V *par rapport à la normale à la surface de niveau qui passe en ce point.*

Si l'unité de masse se déplace suivant une direction quelconque Px d'une quantité dx, et que X soit la composante du champ parallèle à cette direction, le travail est $X dx$. La différence correspondante $V' - V$ est l'accroissement relatif au seul changement de la variable x. En désignant les dérivées partielles par le symbole ∂, pour éviter toute confusion, on a donc

$$X dx = -(V' - V) = -\frac{\partial V}{\partial x} dx.$$

Si l'on applique la même règle à trois coordonnées rectangulaires, il en résulte

$$(2)\qquad X = -\frac{\partial V}{\partial x},\quad Y = -\frac{\partial V}{\partial y},\quad Z = -\frac{\partial V}{\partial z},$$

c'est-à-dire que *la composante du champ suivant une direction quelconque est égale et de signe contraire à la dérivée partielle du potentiel relative à cette direction.*

Le champ lui-même aura pour expression

$$F^2 = X^2 + Y^2 + Z^2 = \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)^2.$$

22. Potentiel pour la loi du carré des distances. — L'existence du potentiel et l'exactitude des propriétés qui précèdent sont indépendantes de la loi suivant laquelle varient les actions élémentaires avec la distance.

Quand on admet la loi de Coulomb (**11**), avec les unités électrostatiques, le potentiel s'exprime d'une manière très simple en fonction des masses électriques et des distances.

Supposons d'abord que le système électrique se réduise à une quantité positive q localisée au point O. En un point P situé à la distance r, le champ est $\frac{q}{r^2}$ et dirigé suivant la droite OP. Les surfaces de niveau sont des surfaces sphériques ayant pour centre le point O et l'on a

$$-\frac{dV}{dr} = \frac{q}{r^2},\qquad V = \frac{q}{r} + c^{te}.$$

Le potentiel n'ayant été défini qu'à une constante près, par la notion du travail, on peut égaler à zéro la constante de cette dernière équation, c'est-à-dire admettre que le potentiel de la masse q est nul à l'infini. Ce potentiel à la distance r est donc le quotient de la masse par la distance.

S'il existe plusieurs masses différentes q, q', q''... respectivement localisées aux points O, O', O''..., le travail relatif au déplacement de l'unité d'électricité est la somme des travaux qui correspondent à chacune des masses. Pour un point P

situé aux distances r de q, r' de q', r'' de q'',... la valeur du potentiel est donc

$$(3) \qquad V = \frac{q}{r} + \frac{q'}{r'} + \frac{q''}{r''} + \ldots\ldots = \Sigma \frac{q}{r}.$$

En d'autres termes, *le potentiel d'un système électrique en un point est la somme des quotients de chacune des masses par sa distance au point considéré.*

Le potentiel V tend à s'annuler à une distance très éloignée du système des masses électriques; il devient rapidement nul, en particulier, lorsque la somme algébrique des masses agissantes est égale à zéro.

23. Équilibre électrique des conducteurs. — Lorsque les charges électriques sont situées dans les corps isolants, ou diélectriques, elles ne peuvent se déplacer qu'avec la matière pondérable. Dans les conducteurs, qui laissent un libre passage à l'électricité, le champ doit être nul pour l'état d'équilibre. Les dérivées du potentiel, qui représentent les composantes du champ, sont donc nulles; par suite, *le potentiel est constant dans toute l'étendue d'un conducteur en équilibre.*

La surface même du conducteur, qui jouit également de cette propriété, est aussi une surface de niveau, à laquelle les forces extérieures sont normales. Donc :

Les lignes de force, dans le diélectrique, émanent normalement des conducteurs et y aboutissent suivant une direction normale.

La Terre étant un corps conducteur, son potentiel doit être considéré comme constant.

Si la masse totale d'électricité qui existe sur la Terre et dans le voisinage de sa surface était nulle, le potentiel du sol serait nul. On ne peut pas affirmer qu'il en soit ainsi, mais les potentiels n'intervenant dans les expériences que par leurs différences, il est permis d'admettre que le potentiel du sol est nul, d'où résulte la définition suivante :

Le potentiel d'un système électrique en un point est le travail que subirait l'unité d'électricité positive en allant de ce point à la surface du sol, par un chemin quelconque.

C'est le travail qu'il faudrait dépenser pour amener au point

considéré l'unité de masse électrique positive depuis un point quelconque de la surface du sol.

24. Flux de force. — Soit S (fig. 6) une surface arbitraire et θ l'angle que fait le champ F en un point M avec la normale N à la surface ; la composante normale du champ est $F_n = F\cos\theta$.

On appelle quantité de force, ou *flux de force*, au travers de l'élément dS au voisinage du point M, le produit de l'élément par la composante normale du champ, c'est-à-dire

$$F_n dS = F dS \cos\theta.$$

Le flux de force par unité de surface est égal numériquement à la composante normale du champ.

Cette expression de flux de force a pour origine le phéno-

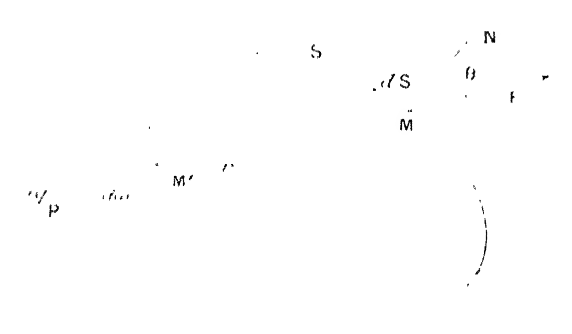


Fig. 6.

mène de l'écoulement des fluides. Si l'on imagine qu'un liquide, à l'état de régime permanent, traverse l'élément dS avec une vitesse F, le produit $F_n dS$ représente le volume de liquide qui coule au travers de l'élément dS pendant l'unité de temps, ou, plus brièvement, le flux de liquide correspondant à cet élément.

Les propriétés suivantes justifieront complètement cette analogie du flux de force et du flux de liquide.

La notion des lignes de force est due à Faraday, et cet éminent physicien a montré tout le parti qu'on en peut tirer dans l'étude des phénomènes électriques. Faraday appelait *nombre de lignes de force* ce que nous désignons ici par *flux de force*. La dénomination de flux semble préférable, d'abord